

07

Зондирование случайного фазового экрана сфокусированным пространственно-модулированным лазерным пучком. Дифракция на большом числе неоднородностей

© В.П. Рябухо, А.А. Чаусский

Саратовский государственный университет
Институт проблем точной механики и управления РАН, Саратов

Поступило в Редакцию 2 апреля 1997 г.

Получена аналитическая зависимость контраста интерференционных полос средней интенсивности, формирующихся в дифракционном поле при освещении динамического случайного фазового экрана сфокусированным пространственно-модулированным лазерным пучком, от статистических параметров экрана. Установлен эффект порогового относительного просветления сильно рассеивающей среды при использовании освещающего пучка с малой расходимостью.

При зондировании случайного фазового экрана широким лазерным пучком с интерференционными полосами — пространственно-модулированным лазерным пучком, в дифракционном поле формируются полосы средней интенсивности, эволюция контраста которых в продольном направлении определяется статистическими параметрами экрана [1]. При использовании сфокусированного пространственно-модулированного лазерного пучка полосы средней интенсивности наблюдаются только с помощью инерционного фотоприемника для движущегося случайного фазового экрана [2]. Цель настоящей работы — установить в аналитическом виде зависимость контраста этих полос от статистических параметров случайного фазового экрана.

Если используется пространственно-модулированный лазерный пучок с параллельными интерференционными полосами [2], то в зоне его фокусировки формируются два пространственно-разнесенных лазерных пятна (рис. 1). Соотношение диаметров этих пятен d и

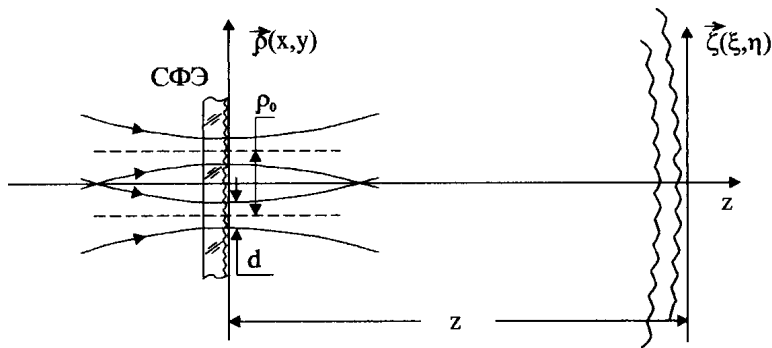


Рис. 1. Дифракция сфокусированного пространственно-модулированного лазерного пучка на большом числе рассеивателей.

радиуса корреляции неоднородностей l_ϕ существенным образом влияет на значение контраста полос, наблюдаемых в дифракционном поле при движущемся экране. Необходимо выделить три характерных случая: дифракция на большом ($d \gg l_\phi$), на малом ($d \approx l_\phi$) числе неоднородностей и режим диффлексии интерференционных полос ($d < l_\phi$). В настоящем сообщении рассматривается количественная связь контраста полос средней интенсивности и статистических параметров случайного фазового экрана при дифракции на большом числе неоднородностей экрана ($d \gg l_\phi$).

При использовании дифракционно-ограниченного объектива с диаметром апертуры D , превышающим период полос Λ_0 , диаметр пятен $d \approx 2\lambda f/D$ на поверхности случайного фазового экрана меньше расстояния между их центрами $\rho_0 = \lambda f/\Lambda_0$. Поэтому в рассеянном излучении формируются два неидентичных (некоррелированных по флуктуационным компонентам) частично развитых спекл-поля, интерференция которых приводит к образованию полос с периодом $\Lambda_z = \lambda z/\rho_0$ в пределах отдельных спеклов, размер которых $\varepsilon_\perp \approx \lambda z/d$. Движение случайного фазового экрана в поперечном направлении сопровождается динамикой спеклов и формированием полос средней интенсивности с тем же периодом Λ_z , но с контрастом V , меньшим контраста V_0 в отсутствие экрана [2]. Контраст полос средней интенсивности при интерференции некоррелированных частично развитых спекл-полей определяется

соотношением интенсивностей нерассеянных компонентов полей \bar{I}_1, \bar{I}_2 и средних интенсивностей флуктуационных компонентов $\langle \tilde{I}_1 \rangle, \langle \tilde{I}_2 \rangle$ и может быть записан в следующем виде [3]:

$$V = V_0 \frac{\bar{I}_1}{\langle \tilde{I}_1 \rangle + \bar{I}_1} = V_0 \frac{\bar{I}_2}{\langle \tilde{I}_2 \rangle + \bar{I}_2}. \quad (1)$$

Таким образом, задача установления зависимости V от статистических параметров случайного фазового экрана сводится к нахождению значений интенсивностей $\langle I_1 \rangle = \langle \tilde{I}_1 \rangle + \bar{I}_1$ как функций этих параметров.

В приближении дифракции Френеля и гауссового освещающего лазерного пучка среднюю интенсивность дифракционного поля следует записать в виде [4,5]

$$\begin{aligned} \langle I_1(\zeta, z) \rangle \cong & \iint_{-\infty}^{\infty} \iint_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{\Delta \rho^2}{2w_0^2}\right) \exp\left(-\frac{2\mathbf{R}^2}{w_0^2}\right) \mu_t(\Delta \rho) \\ & \times \exp\left[\frac{ik}{z}\mathbf{R}\Delta \rho\right] \exp\left[-\frac{ik}{z}\Delta \rho \zeta\right] d^2\mathbf{R}d^2\Delta \rho, \end{aligned} \quad (2)$$

где w_0 — радиус перетяжки сфокусированного гауссового пучка, $\Delta \rho = \rho_1 - \rho_2$, $\mathbf{R} = (\rho_1 + \rho_2)/2$, ρ_1, ρ_2 — координаты в плоскости случайного фазового экрана (рис. 1); $\mu_t(\Delta \rho)$ — коэффициент корреляции комплексного пропускания экрана $t(\rho) = \exp(-i\varphi(\rho))$, $\varphi(\rho)$ — случайная фазовая функция координат. Для нормально распределенной величины φ коэффициент μ_t можно записать в виде [4,5]

$$\mu_t(\Delta \rho) = \exp\{-\sigma_\phi^2[1 - K_\varphi(\Delta \rho)]\}, \quad (3)$$

где σ_ϕ^2 и K_ϕ^2 — дисперсия и коэффициент корреляции пространственных флуктуаций фазы $\varphi(\rho)$. Для интегрирования (2) необходимо $\mu_t(\Delta \rho)$ преобразовать к более простому виду. Это удастся сделать для гауссовой формы $K_\phi(\Delta \rho) = \exp(-\Delta \rho^2/l_\phi^2)$, записывая $\mu_t(\Delta \rho)$ в следующем виде:

$$\mu_t(\Delta \rho) = [1 - \exp(-\sigma_\phi^2)] \exp\left(-\frac{\Delta \rho^2}{\rho_\perp^2}\right) + \exp(-\sigma_\phi^2), \quad (4)$$

где

$$\rho_{\perp} = l_{\phi} \left[-\ln \left\{ \frac{1}{\sigma_{\phi}^2} \ln \left[\frac{\exp(+\sigma_{\phi}^2 - 1)}{\exp(+1)} + 1 \right] \right\} \right]^{1/2} \quad (5)$$

— радиус корреляции флуктуационного компонента граничного поля. Отличия значений $\mu_t(\Delta\rho)$, рассчитанных по формулам (3) и (4), не превышающих 0.04 (рис. 2). Поэтому (4) можно рассматривать хорошим приближением для μ_t . Используя (4) и выполняя фурье-преобразование гауссовых функций в (2) по переменным \mathbf{R} и $\Delta\rho$, для нормированной средней интенсивности дифракционного поля получаем аналитическое выражение с ясным физическим смыслом

$$\langle I(\zeta z) \rangle \cong \exp(-\sigma_{\phi}^2) \frac{w_0^2}{w^2(z)} \exp\left(-\frac{2\zeta^2}{w^2(z)}\right) + [1 - \exp(-\sigma_{\phi}^2)] \times \frac{w_0^2}{w^2(z) + 2(\lambda z/\pi\rho_{\perp})^2} \exp\left(-\frac{2\zeta^2}{w^2(z) + 2(\lambda z/\pi\rho_{\perp})^2}\right), \quad (6)$$

где $w(z) = w_0 (1 + \lambda^2 z^2/\pi^2 w_0^4)^{1/2}$ — радиус нерассеянного гауссового пучка в плоскости наблюдения. Первое слагаемое в (6) — это распределение интенсивности нерассеянного компонента, а второе — средняя интенсивность флуктуационного компонента поля.

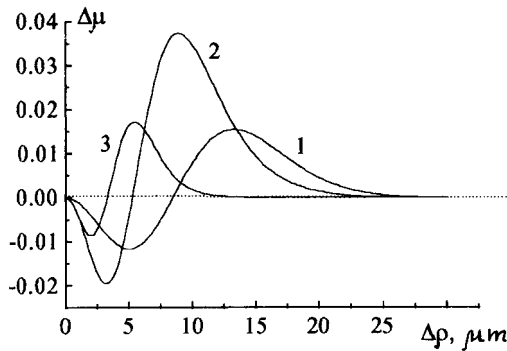


Рис. 2. Разность значений коэффициентов корреляции комплексного пропускания случайного фазового экрана, определяемых по формулам (3) и (4) для различных значений σ_{ϕ} : 1 — $\sigma_{\phi} = 1$; 2 — $\sigma_{\phi} = 2$; 3 — $\sigma_{\phi} = \pi$; $l_{\phi} = 10 \mu\text{m}$.

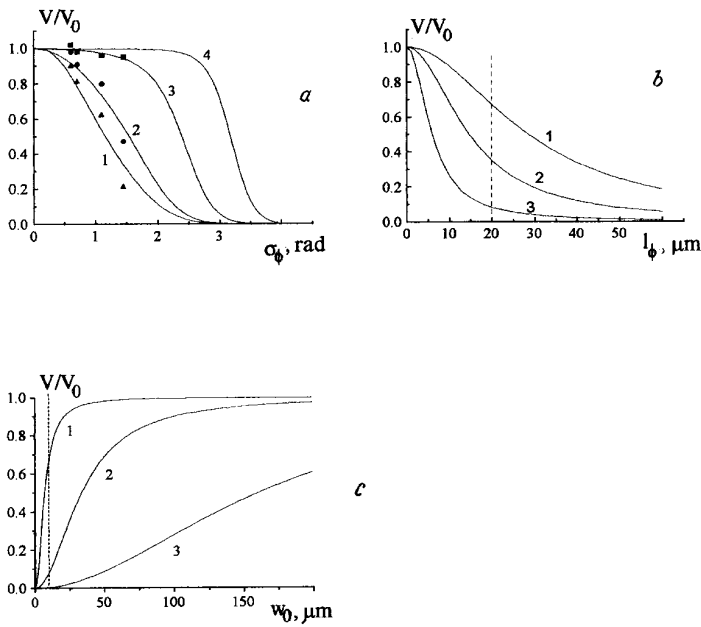


Рис. 3. Экспериментальные данные и теоретические графики зависимостей относительного контраста полос средней интенсивности от статистических параметров случайного фазового экрана σ_ϕ , l_ϕ и от радиуса перетяжки w_0 освещающего гауссова пучка на поверхности экрана: *a* — 1 — $w_0 = 6.3 \mu\text{m}$; 2 — $w_0 = 11 \mu\text{m}$; 3 — $w_0 = 40 \mu\text{m}$; 4 — $w_0 = 200 \mu\text{m}$; $l_\phi = 7.5 \mu\text{m}$. *b* — 1 — $w_0 = 40 \mu\text{m}$; 2 — $w_0 = 80 \mu\text{m}$; 3 — $w_0 = 160 \mu\text{m}$; $\sigma_\phi = 2.5$. *c* — 1 — $\sigma_\phi = 1.5$; 2 — $\sigma_\phi = 2.5$; 3 — $\sigma_\phi = \pi$; $l_\phi = 5 \mu\text{m}$.

Используя (1) и (6), нетрудно записать в полной форме выражение для контраста полос средней интенсивности в плоскости наблюдения. Это выражение упрощается для $z \gg z_0$, где $w(z) \cong \lambda z / \pi w_0$, и с учетом принятого условия $(2w_0)^2 = (d)^2 \gg (l_\phi)^2$, а значит и $(2w_0)^2 \gg (\rho_\perp)^2$, для параксиальной области ($\zeta \approx 0$) оно принимает вид

$$V(\sigma_\phi, l_\phi, w_0) = V_0 \left\{ 1 + \frac{1 - \exp(-\sigma_\phi^2)}{\exp(-\sigma_\phi^2)} \frac{\rho_\perp^2}{2w_0^2} \right\}^{-1}. \quad (7)$$

На рис. 3 представлены экспериментальные данные (рис. 3, *a*) и теоретические графики относительного контраста V/V_0 , рассчитанные с использованием (7) в зависимости от статистических параметров случайного фазового экрана σ_ϕ , l_ϕ и радиуса перетяжки w_0 освещающего гауссового пучка. Обращает внимание пороговый характер изменения контраста полос для сравнительно больших значений σ_ϕ и малых l_ϕ при достаточно большом диаметре освещенной области $2w_0$, а значит малой расходимости освещающего пучка (рис. 3, *a*, кривые 3, 4). Слабое изменение контраста полос в области малых значений σ_ϕ обусловлено конкуренцией двух процессов — уменьшением интенсивности нерассеянного компонента \bar{I}_1 и уменьшением средней интенсивности флуктуационного компонента поля $\langle \bar{I}_1 \rangle$ из-за уменьшения радиуса корреляции граничного поля ρ_\perp с ростом σ_ϕ (см. (5)). Поэтому дальнейшее упрощение (7) можно сделать, используя приближение $\rho_\perp \approx l_\phi/\sigma_\phi$, которое следует из (5) для $\sigma_\phi \geq 1$.

Наблюдаемый пороговый эффект относительного просветления сильно рассеивающего объекта может быть использован в задачах диагностики биологических сред [6] и при контроле сравнительно грубых шероховатых поверхностей.

Для дифракции света на большом числе неоднородностей экрана достаточно выполнения условия $(2w_0)^2 \geq 10l_\phi^2$ [7]. Вертикальные пунктирные линии на графиках рис. 3 обозначают условные границы применимости полученных зависимостей. При $2w_0 < l_\phi$ в дифракционном поле исчезает спекл-модуляция и наблюдается дефлексия интерференционных полос при движущемся экране. Это ведет к качественным изменениям зависимости контраста полос средней интенсивности от параметров σ_ϕ и l_ϕ экрана, что необходимо учитывать при диагностике случайных фазовых объектов сфокусированным пространственно-модулированным лазерным пучком.

Список литературы

- [1] Рябухо В.П., Аветисян Ю.А., Суманова А.Б. // Оптика и спектроскопия. 1995. Т. 79. С. 2. С. 299–306.
- [2] Рябухо В.П., Чаусский А.А. // Письма в ЖТФ. Т. 21. В. 16. С. 57–62.
- [3] Рябухо В.П. // Оптика и спектроскопия. 1995. Т. 78. В. 6. С. 970–977.
- [4] Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский Б.И. Введение в статическую радиофизику. Ч. 2. Случайные поля. М.: Наука, 1978. 464 с.

- [5] Гудмен Дж. Статистическая оптика / Пер. с англ. М.: Мир, 1988. 528 с.
- [6] Tuchin V.V., Maksimova I.L., Zimnyakov D.A., Kon I.L., Mavlutov A.Kh., Mishin A.A. // Proc. SPIE. 1996. V. 2925. P. 118–142.
- [7] Jakeman E. // Opt. Eng. 1984. V. 23. N 4. P. 453–461.